

ВОЗМОЖНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ СЛИЯНИИ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ ИЗ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ И ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

© 2019 г. К. А. Постнов^{1,2,3*}, А. Г. Куранов^{1,4}, И. В. Симкин⁵

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штерберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова, Москва, Россия

³Физический факультет Новосибирского государственного университета, Новосибирск, Россия

⁴Академия внешней торговли, Москва, Россия

⁵Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

Поступила в редакцию 16.09.2019 г.; после доработки 16.09.2019 г.; принята к публикации 16.09.2019 г.

Рассматриваются возможные модели генерации электромагнитного излучения при слиянии двойных нейтронных звезд в паре с черными дырами. Рассчитываются массы остаточного диска вокруг черной дыры при слиянии нейтронных звезд и черных дыр с учетом уравнения состояния нейтронных звезд и вращения компонент двойной системы перед слиянием. Параметры двойных систем перед слиянием (отношение масс, вращение компонент, магнитное поле нейтронной звезды) рассчитаны методом популяционного синтеза. Полученная масса остаточного диска вокруг черной дыры после слияния использована для оценки кинетической энергии релятивистского джета, запущенного механизмом Блэндфорда–Знаека. Показано, что масса диска более $\sim 0.05 M_{\odot}$, требуемая для образования коротких гамма-всплесков, получается не более чем в 1–10% слияний (в зависимости от уравнения состояния). Менее эффективные общие оболочки (большой параметр α_{CE}) приводят к заметно большему проценту событий с астрофизически интересным ЭМ энерговыделением. Для систем с большим отношением масс, в которых замагниченная нейтронная звезда не подвергается приливному разрушению перед слиянием, рассматривается возможность образования электрически заряженной вращающейся черной дыры (заряд Уолда), и сделаны оценки максимальной ЭМ мощности, выделяемой такой ЧД после слияния. Обсуждается конверсия излучаемых гравитационных волн в электромагнитные в релятивистской лептонной плазме, генерируемой в сливающихся системах типа пульсар — черная дыра на стадии до слияния.

Ключевые слова: гравитационные волны, слияния компактных двойных систем, гамма-всплески.

DOI: 10.1134/S0320010819110068

ВВЕДЕНИЕ

Открытие гравитационных волн (ГВ) от слияния двойных черных дыр (ЧД) наземными лазерными интерферометрами LIGO (Аббот и др., 2016b) явилось одним из крупнейших научных открытий начала XXI века и дало мощный толчок развитию многоволновых наблюдений космических транзиентов. Многоволновые наблюдения первого слияния двойных нейтронных звезд (НЗ) GW170817 (Аббот и др., 2016a) положили начало новой эпохе астрономических наблюдений — многоканальной астрономии. На сегодняшний день имеется подробная информация о десятке двойных сливающихся ЧД, открытых коллаборацией LIGO/Virgo

в течение первого и второго сетов научных наблюдений O1 и O2 (LIGO/Virgo Коллаборация, 2018). С апреля по октябрь 2019 г. в проводящихся наблюдениях O3 коллаборацией LVC открыто уже свыше 20 сливающихся двойных ЧД, несколько кандидатов в системы НЗ+НЗ и несколько — в системы типа НЗ + ЧД (см. онлайн-каталог <https://gracedb.ligo.org/latest/>). О надежной регистрации сопутствующего электромагнитного (ЭМ) излучения от новых слияний в данных O3 пока не сообщалось. Очевидно, что информация, получаемая об источнике ГВ-слияния из ЭМ наблюдений значительно дополняет информацию, получаемую из анализа свойств ГВ-сигнала. Так, последний анализ ГВ данных коллаборацией LVC (LIGO Коллаборация и др., 2019) не исключает возможности того, что один из компонентов системы

*Электронный адрес: pk@sai.msu.ru

GW170817 может быть маломассивной ЧД, хотя анализ ЭМ излучения от сопутствующего гамма-всплеска GRB170817A свидетельствует в пользу формирования супермассивной нейтронной звезды в результате слияния и, значит, в пользу модели двух сливающихся НЗ в источнике GW170817 (Гилл и др., 2019; Пиро и др., 2019).

Таким образом, изучение механизмов генерации и параметров ЭМ излучения при слиянии двойных релятивистских звезд остается актуальной задачей. В настоящей работе специально рассматриваются двойные системы типа НЗ + ЧД. Такие системы представляют отдельный интерес, так как замагниченная НЗ перед слиянием может быть радиопульсаром. Анализ времени прихода импульсов (тайминг) такого пульсара в сильном поле тяготения ЧД мог бы дать уникальную информацию о структуре пространстве-времени вблизи ЧД. Двойные радиопульсары с ЧД изучались и ранее (см., например, Липунов и др., 1994; Пфаль и др., 2005), однако пока не обнаружены.

Как показывают релятивистские численные расчеты, результат слияния НЗ с ЧД в двойной системе существенно зависит от отношения масс компонент $q = M_{BH}/M_{NS} > 1$ и уравнения состояния НЗ (Шибата, Танигучи, 2011; Шибата, Хотокезака, 2019). Нейтронная звезда может быть разрушена приливными силами до слияния или же поглотиться ЧД целиком. Ключевым критерием является отношение приливного радиуса НЗ $R_t \sim \sim R_{NS} q^{1/3}$ к радиусу последней устойчивой круговой орбиты вокруг ЧД R_{ISCO} . Приливной радиус зависит от отношения масс и уравнения состояния НЗ, а радиус последней устойчивой круговой орбиты определяется массой ЧД и ее моментом импульса. При $R_t > R_{ISCO}$ в результате слияния формируется дискообразная или серповидная структура вокруг ЧД с возможным субрелятивистским динамическим выбросом (Кютоку и др., 2015; Шибата и Хотокезака, 2019), благоприятным для последующего оптического послесвечения килоновой (Кавагучи и др., 2016; Метцгер, 2019). После слияния ЧД приобретает дополнительный момент импульса и появляются физические условия для образования релятивистского джета, например, ЭМ механизмом Блэндфорда-Знаека (БЗ) (Блэндфорд, Знаек, 1977) и генерации короткого гамма-всплеска (Накар, 2007).

В нашей недавней работе (Постнов, Куранов, 2019) методом популяционного синтеза были проведены детальные расчеты моментов вращения сливающихся двойных ЧД для разных начальных спинов компонент (соосные и случайно ориентированные спины), моделей образования ЧД (без дополнительного выпадения оболочки звезды при

коллапсе на СО-ядро и с учетом такого выпадения (fallback)) и различных эффективностей общей оболочки α_{CE} (отношение энергии связи ядра и оболочки звезды после главной последовательности к орбитальной энергии двойной системы перед началом общей оболочки). В этих расчетах использовалась стандартная схема эволюции массивных двойных звезд (Постнов, Юнгельсон, 2014), дополненная траектовой эволюции вращения ядер звезд с учетом эффективной связи вращения ядра и оболочки звезды, предложенной в работе Постнов и др. (2016). Расчеты проводились для различных значений начального химического состава (металличности) звезд с учетом временной эволюции металличности и темпа звездообразования во Вселенной (см. детали в статье Постнов, Куранов, 2019). Методика этих вычислений была применена к двойным системам типа НЗ + ЧД, что позволило рассчитать темпы слияния \mathcal{R} (в единицах $\text{год}^{-1} \text{Гпк}^{-3}$) и детектирования \mathcal{D} (в единицах год^{-1}) на уровне чувствительности действующих ГВ-интерферометров (Постнов и др., 2019).

В настоящей работе отношения масс $q = M_{BH}/M_{NS}$ и спины ЧД перед слиянием двойных систем типа НЗ + ЧД, полученные в расчетах (Постнов и др., 2019), используются как входные параметры для определения массы остаточного диска вокруг ЧД M_d и ее спина (характеризуемого безразмерным параметром Керра $a^* = J_{BH}/(GM_{BH}^2/c^2)$, J_{BH} — момент импульса ЧД, G — постоянная тяготения, c — скорость света) после слияния. Масса диска существенно зависит от компактности НЗ (отношения массы к радиусу M_{NS}/R_{NS}), которая определяется уравнением состояния НЗ. Эффекты уравнения состояния параметризуются коэффициентом приливной деформации $\Lambda = (2/3)k_2[(c^2/G)(R_{NS}/M_{NS})]^5$ (Дамур и др., 2012) (k_2 — число Лява). Именно этот параметр ограничивается из ГВ-наблюдений источника GW170817 (Аббот и др., 2019).

Масса диска и спин ЧД, в свою очередь, определяют возможную кинетическую энергию релятивистского джета, запускаемого БЗ-механизмом. Кинетическая энергия джета ΔE_{BZ} может рассматриваться как верхний предел изотропной энергии короткого гамма-всплеска ΔE_{iso} . Для сливающихся систем с большим отношением масс q , в которых НЗ поглощается ЧД без разрушения, магнитное поле НЗ и спин ЧД после слияния a^* используются для расчета возможного электрического заряда ЧД в магнитном поле НЗ (Уолд, 1974). Кроме этого, если НЗ перед слиянием была на стадии радиопульсара, то среда вокруг сливающейся системы НЗ + ЧД может быть заполнена релятивистской лептонной плазмой. Рассматривается механизм конверсии

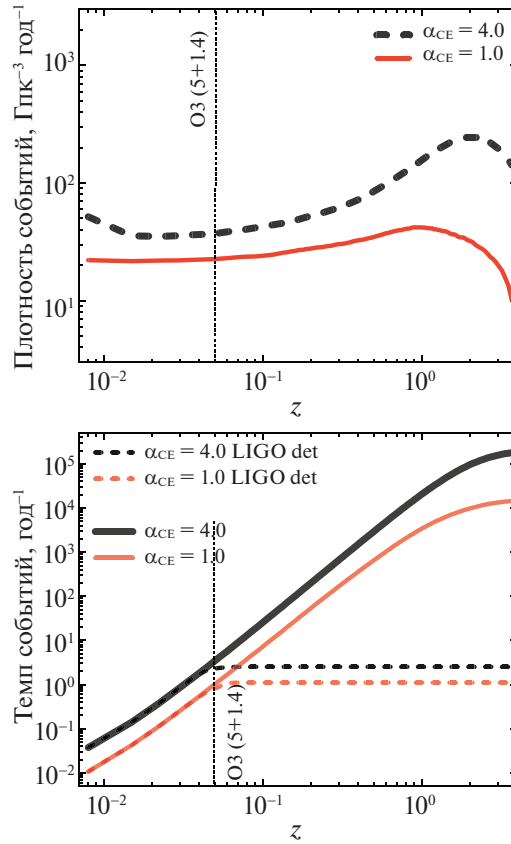


Рис. 1. Верхняя панель: пространственная плотность темпа слияния ЧД+НЗ \mathcal{R}_{NSBH} (в год на куб. Гигарсек) в зависимости от космологического красного смещения z для различных значений параметра α_{CE} (эффективности общей оболочки) с учетом эволюции среднего темпа звездообразования и металличности звезд во Вселенной. Верхняя и нижняя границы (пунктирные линии) соответствуют значениям $\alpha_{CE} = 4.0$ и $\alpha_{CE} = 0.5$, сплошная линия соответствует $\alpha_{CE} = 1.0$. Вертикальный пунктир — горизонт детектирования LIGO/Virgo O3 для сливающихся двойных систем с массами $5 + 1.4 M_{\odot}$. Нижняя панель: число слияний НЗ + ЧД в год (интеграл темпа слияний в единице объема до расстояния, соответствующего данному z) в зависимости от предельного красного смещения (горизонта детектирования D_h), с учетом истории звездообразования во Вселенной, для значения параметра эффективности общей оболочки $\alpha_{CE} = 1, 4$. Пунктирная кривая — ожидаемое число детектируемых событий в год интерферометрами LIGO/Virgo O3 для усредненной ориентации орбит систем относительно луча зрения $\mathcal{R}_{BHNS} \sim 1-3 \text{ год}^{-1}$. Вертикальный пунктир — горизонт детектирования LIGO/Virgo O3 для сливающихся двойных систем с массами $5 + 1.4 M_{\odot}$.

гравитационных волн в электромагнитные в такой замагниченной релятивистской плазме.

ТЕМПЫ СЛИЯНИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СИСТЕМ НЗ + ЧД ГВ-ИНТЕРФЕРОМЕТРАМИ

На рис. 1 показаны результаты расчетов методом популяционного синтеза объемного темпа слияния систем типа НЗ + ЧД и темпов детектирования наземными лазерными ГВ-интерферометрами LIGO/Virgo. Используемые параметры образования НЗ и ЧД, эволюции массивных двойных систем и техника расчета подробно изложены в работах (Постнов, Куранов, 2019; Постнов и др., 2019). На фазе слияния амплитуда ГВ-сигнала определяется так называемой чирп-массой двойной системы, которая для двух точечных масс M_1 и M_2 равна

$\mathcal{M} = (M_1 M_2)^{3/5} / (M_1 + M_2)^{1/5}$. Горизонт детектирования D_h сливающихся двойных систем с чирп-массой $\mathcal{M} = 1.22 M_{\odot}$ для двух нейтронных звезд с канонической массой $1.4 M_{\odot}$ в текущих наблюдениях LIGO/Virgo принят равным 120 Мпк. Горизонт детектирования зависит от чирп-массы системы как $D_h \sim \mathcal{M}^{5/6}$ (LIGO Коллаборация и др., 2010).

С точки зрения сравнения с наблюдениями важным является распределение параметров у систем, которые могут быть зарегистрированы наземными ГВ-интерферометрами внутри горизонта детектирования D_h . На заданном уровне чувствительности ГВ-детекторов величина D_h определяется в основном чирп-массой. Таким образом, для каждой чирп-массы есть предельное расстояние (красное смещение), до которого нужно интегрировать объ-

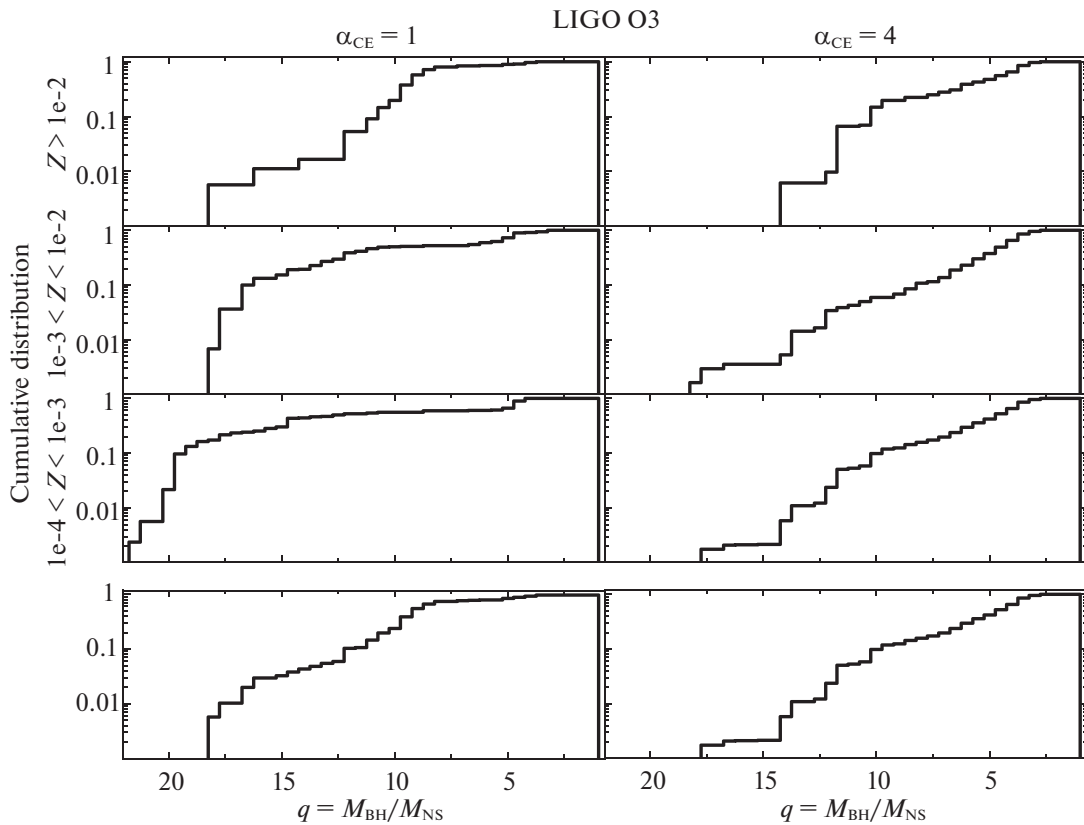


Рис. 2. Кумулятивное распределение по отношению масс в сливающихся системах НЗ + ЧД, которые могут быть зарегистрированы на уровне чувствительности ГВ-детекторов LIGO/Virgo в текущем наблюдательном сезоне ОЗ. Верхние три ряда — результаты для различной металличности звезд. В четвертом ряду — результат с учетом эволюции среднего темпа звездообразования и металличности звезд в галактиках от времени. Левая и правая колонки — расчеты для параметра общей оболочки $\alpha_{CE} = 1$ и $\alpha_{CE} = 4$ соответственно.

емный темп слияния систем \mathcal{R}_{NSBH} , рассчитанный методом популяционного синтеза. В свою очередь, темп слияния в единице сопутствующего объема $\mathcal{R}_{NSBH}(t)$ является сверткой результатов расчетов временной зависимости темпа слияния изучаемых систем $\mathcal{R}_\delta(t)$, рассчитанного для мгновенной вспышки звездообразования с темпом звездообразования и металличностью звезд как функцией времени $SFR(t)$: $\mathcal{R}_X(t) = \int^t SFR(t - \tau)\mathcal{R}_\delta(\tau)d\tau$. Эволюция металличности звездного населения и темпа звездообразования от времени считалась по формулам, приведенным в работе (Постнов, Куранов, 2019).

Из рис. 1 видно, что ожидаемый темп регистрации систем типа НЗ + ЧД около нескольких событий в год, что не противоречит существующей статистике регистрации таких систем (см. онлайн-информацию о детектируемых событиях на сайте <https://gracedb.ligo.org/latest/>).

СЛИЯНИЯ С ПРИЛИВНЫМ РАЗРУШЕНИЕМ НЗ

Наиболее интересными с точки зрения наблюдательных проявлений в ЭМ диапазоне являются слияния двойных НЗ + ЧД, в которых происходит приливное разрушение НЗ. Как говорилось во Введении, приливное разрушение НЗ происходит преимущественно в системах с малым отношением масс компонент $q = M_{BH}/M_{NS} \lesssim 3$ и зависит от уравнения состояния НЗ (параметр приливной деформации Λ).

Остаточные диски вокруг черной дыры

Для оценки массы барионного диска (тора) вокруг ЧД, оставшегося после слияния, воспользуемся аппроксимацией результатов численных расчетов с учетом уравнения состояния НЗ, которая была предложена в недавней работе (Заппа и др., 2019). Аппроксимационные формулы в этой работе используют, в свою очередь, результаты работы

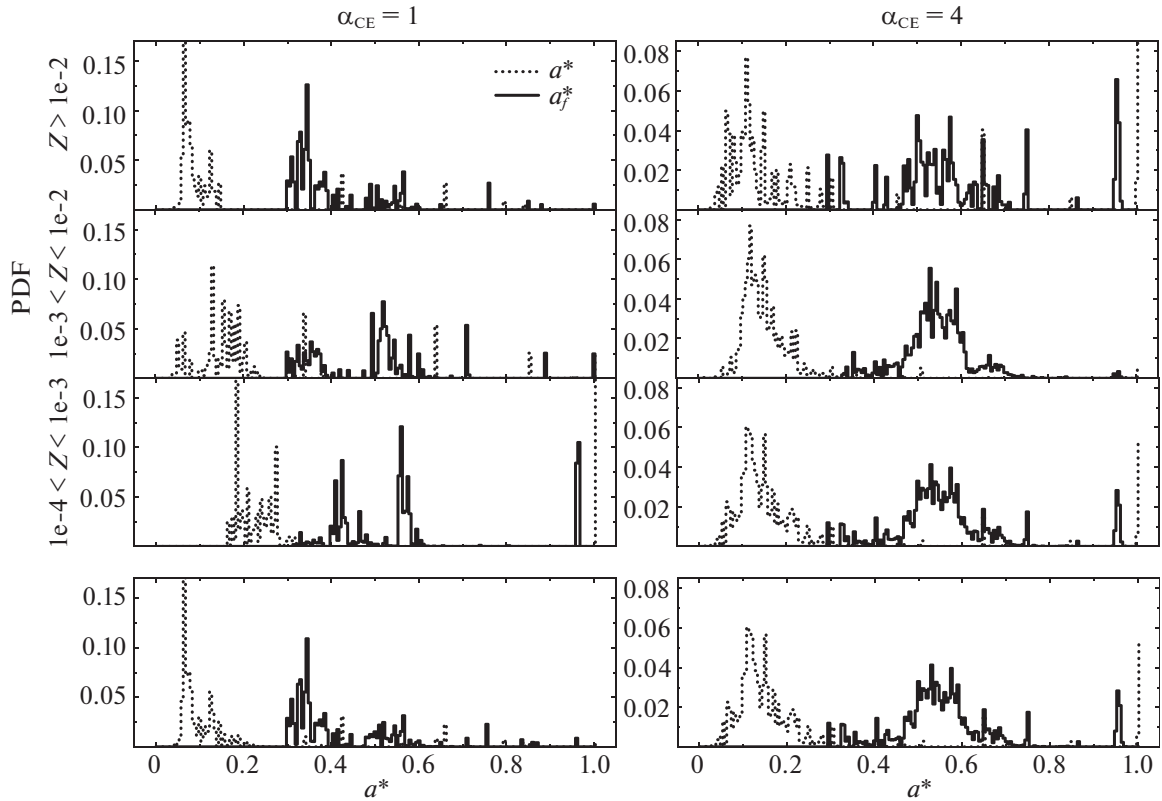


Рис. 3. Спины ЧД до a^* (пунктир) и после слияния a_f^* (сплошная линия) в системах типа НЗ + ЧД. Зависимость от уравнения состояния НЗ неразличима. Верхние три ряда — результаты для различной металличности звезд Z . В четвертом ряду — свертка с учетом эволюция среднего темпа звездообразования и металличности звезд в галактиках от времени. Левая и правая колонка — расчеты для параметра общей оболочки $\alpha_{CE} = 1$ и $\alpha_{CE} = 4$ соответственно.

(Хименес-Фортеза и др., 2017), в которой рассчитываются излученная ГВ энергия, масса и спин ЧД, остающейся после слияния двойных ЧД с разным отношением масс.

Полученные распределения систем типа НЗ + ЧД по отношению масс представлены на рис. 2. Верхние три ряда на этом и следующих рисунках — результат моделирования для химического состава звезд в интервалах металличностей $Z > 0.01$, $0.01Z > 0.001$ и $0.001Z > 0.0001$ (сверху вниз), а нижний ряд — результат свертки с эволюцией металличности от времени. Левые колонки рисунка — расчеты для стандартного значения эффективности общей оболочки $\alpha_{CE} = 1$, правые — для эффективности $\alpha_{CE} = 4$, соответствующей меньшему сближению компонент двойной системы в общей оболочке. Заметим, что пониженная энергетическая α -эффективность общей оболочки лучше соответствует трактовке динамики системы в общей оболочке на основе закона сохранения момента количества движения (так называемый γ -формализм, см. (Нелеманс, Таут, 2005)) и требуется для объяснения свойств популяции симбиоти-

ческих рентгеновских двойных систем в Галактике (Юнгельсон и др., 2019). На рис. 2 видно, что в ~ 10 – 20% слияний отношение масс компонент достаточно мало для образования остаточного диска вокруг ЧД после слияния.

Спин ЧД после слияния систем НЗ + ЧД целиком определяется начальным спином ЧД a^* и отношением масс q и слабо зависит от уравнения состояния НЗ. Распределение по начальным спином ЧД (до слияния), рассчитанное в работе Постнов и др. (2019), показано на рис. 3 пунктирной линией, а спины после слияния a_f^* — сплошной линией. Видно, что спины ЧД после слияния сосредоточены вблизи значения $a_f^* \simeq 0.5$, а доля быстровращающихся ЧД после слияния невелика.

Получающаяся при приливном разрушении НЗ масса диска вокруг ЧД показана на рис. 4 для разных значений приливной деформации НЗ Λ в широких пределах от 100 до 2000, охватывающих широкий спектр возможных уравнений состояния НЗ (LIGO Коллаборация и др., 2019). Видна сильная зависимость массы диска от уравнения состояния НЗ — астрофизически интересные массы

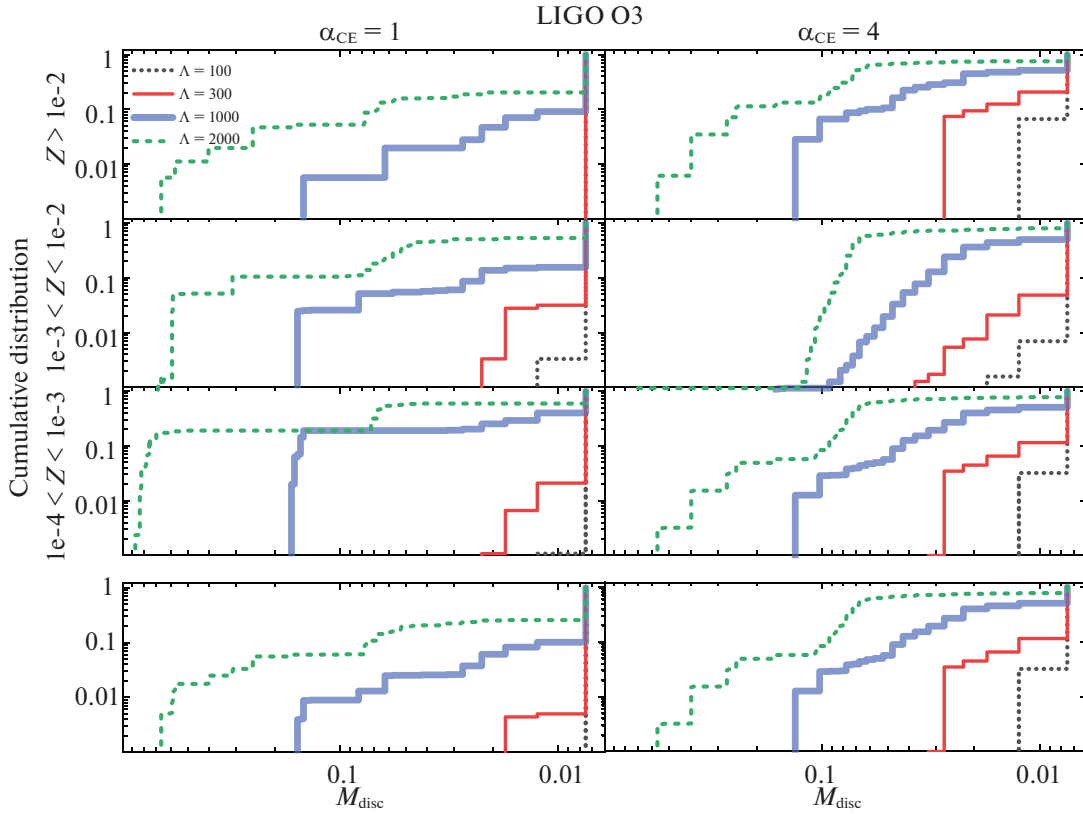


Рис. 4. Кумулятивные распределения массы остаточного диска вокруг ЧД после приливного разрушения НЗ. Цветные линии на врезке показывают величину приливной деформации НЗ Λ , параметризующие различные уравнения состояния НЗ. Верхние три ряда — результаты для различной металличности звезд. В четвертом ряду — результат с учетом эволюции среднего темпа звездообразования и металличности звезд в галактиках от времени. Левая и правая колонки — расчеты для параметра общей оболочки $\alpha_{CE} = 1$ и $\alpha_{CE} = 4$ соответственно.

диска $M_d > 0.05 M_\odot$ получаются только при больших значениях $\Lambda > 300$, соответствующих малой компактности M_{NS}/R_{NS} (жестким уравнениям состояния). Заметим, что ограничения на параметр Λ из ГВ наблюдений источника GW170817 лежат в широких пределах, однако значительные приливные деформации с $\Lambda \gtrsim 1600$ крайне маловероятны (Аббот и др., 2019; LIGO Коллаборация и др., 2019). Независимый анализ с привлечением других ограничений дает значение $\Lambda = 390^{+280}_{-210}$ для массы $M_{NS} = 1.4 M_\odot$ (Чианг и др., 2019).

Кинетическая энергия джета

Минимальная изотропная кинетическая энергия релятивистского выброса, необходимая для производства гамма-всплеска, оценивается из наблюдений как $\Delta E_{K,\min} \simeq 10^{48}$ эрг (Содерберг и др., 2006). Анализ наблюдений коротких гамма-всплесков показывает, что средняя эффективность

конверсии кинетической энергии релятивистского джета в гамма-излучение $\eta = E_{\gamma,iso}/(E_{\gamma,iso} + E_{K,iso}) \sim 0.4$ (с большим разбросом индивидуальных источников) (Фонг и др., 2015), что позволяет использовать кинетическую энергию джета для оценки возможной мощности производимого им короткого гамма-всплеска.

Для определенности рассмотрим процесс Блэндфорда-Знаека как возможный физический механизм короткого гамма-всплеска (Накар, 2007). Энергия БЗ-джета определяется магнитным полем вокруг ЧД и ее спином, $L_{BZ} \sim \Phi^2 \Omega_H^{*2} f(\Omega_H^*)$, где Φ — магнитный поток через эргосферу ЧД, $\Omega_H^* = (1/2)a^*/(1 + \sqrt{1 - a^{*2}})$ — безразмерная угловая скорость вращения на горизонте ЧД, $f(\Omega_H^*) \approx 1 + 1.38\Omega_H^{*2} - 9.2\Omega_H^{*4}$ — поправочная функция, которую можно получить из аппроксимации численных расчетов (Накар, 2007). Магнитное поле является неопределенным параметром, но его можно исключить, предположив баланс давления магнитного поля и динамиче-

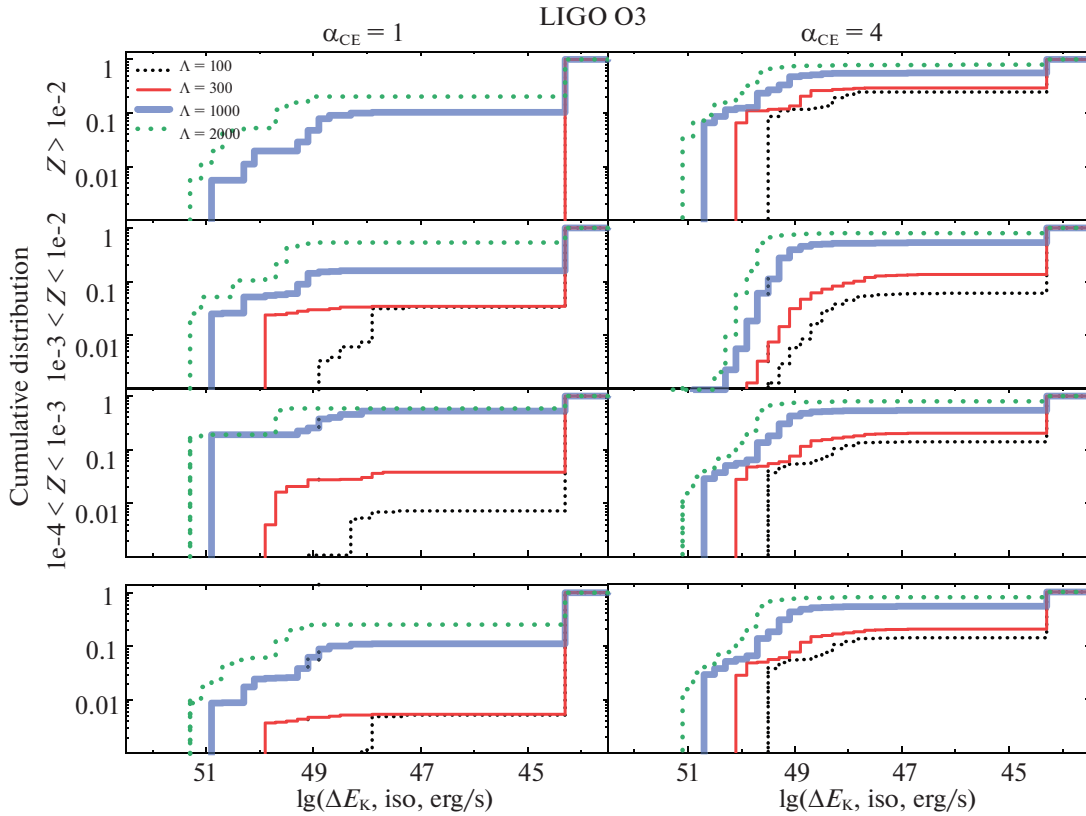


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для кинетической энергии джета, запускаемого механизмом Блэндфорда–Знаека от остаточного диска вокруг вращающейся ЧД после слияния систем НЗ + ЧД.

ского давления в диске вокруг ЧД. В этом случае $L_{BZ} \sim \dot{M} c^2 \Omega_H^{*2} f(\Omega_H^*)$. Полагая темп аккреции $\dot{M} = \dot{M}_d / \Delta t = M_d / \Delta t$, где Δt — время аккреции, кинетическая энергия БЗ-джета получается равной $\Delta E_{K,iso} \approx 0.015 M_d c^2 \Omega_H^2 f(\Omega_H)$ (использован численный коэффициент, обоснованный в работе (Барбиери и др., 2019)).

На рис. 5 представлены кумулятивные распределения кинетической энергии БЗ-джета $\Delta E_{K,iso}$ для сливающихся двойных систем НЗ + ЧД внутри горизонта детектирования $D_h(O3)$ на текущей фазе наблюдений ОЗ ГВ-интерферометрами LIGO/Virgo с учетом эволюции металличности Z и среднего темпа звездообразования SFR в галактиках для двух параметров общей оболочки. Видна сильная зависимость от уравнения состояния НЗ (более энергичные джеты получают при больших значениях приливной деформации Λ), а также от степени сближения двойной системы на стадии общей оболочки. Менее эффективные общие оболочки (большой параметр α_{CE}) приводят к заметно большему проценту событий с астрофизически интересным ЭМ энерговыделением.

СЛИЯНИЯ БЕЗ ПРИЛИВНОГО РАЗРУШЕНИЯ НЗ

Слияния НЗ + ЧД в системах с большим отношением масс q , происходящие без приливного разрушения, могут также представлять определенный интерес с точки зрения появления сопутствующего ЭМ излучения. НЗ должна иметь магнитное поле, причем в большинстве случаев слияния НЗ + ЧД происходят за достаточно короткое время после образования, так что магнитное поле НЗ не успевает затухнуть. В этом случае возможны несколько физических механизмов образования ЭМ излучения, связанных с электродинамическими процессами в окрестности ЧД, сливающейся с замагниченной НЗ (см., например, (см., например, Жанг, 2016; Левин и др., 2018; Жанг, 2019; Дай, 2019, и ссылки там) или с фундаментальной конверсией трансформации гравитонов в фотоны в магнитном поле (Долгов, Постнов, 2017)).

Электрический заряд вращающейся ЧД

Собственное вращение и орбитальное движение электрически заряженной ЧД в сливающейся

двойной системе индуцирует меняющийся во времени электрический дипольный и магнитодипольный момент в системе, приводящий к появлению ЭМ излучения (см. оценки и обсуждение в работе (Даи, 2019)), мощность и энергетика которого для быстровращающихся ЧД может быть достаточной для объяснения коротких ЭМ транзиентов (например, быстрых радиовсплесков (FRB), Попов и др. (2018)). Вращающаяся ЧД во внешнем магнитном поле может приобрести электрический заряд с максимальным значением $Q_w = (2G/c^3)JB$, где $J = a^*GM_{BH}^2/c$ — момент импульса вращающейся ЧД, B — напряженность магнитного поля (Уолд, 1974). Этот механизм также недавно обсуждался для оценок возможного импульса ЭМ излучения на стадии уже после слияния НЗ + ЧД (Жонг и др., 2019). Удобно нормировать заряд вращающейся ЧД Рейсснера-Нордстрема на характерное значение $Q_{RN} = 2\sqrt{GM_{BH}} \approx 10^{30} (M_{BH}/M_\odot)$ (э.м.е.), соответствующее равенству Шварцшильдовского радиуса радиусу Рейсснера-Нордстрема: $\tilde{q}_w = Q_w/Q_{RN}$.

В естественных единицах $\hbar = c = 1$ постоянная тяготения Ньютона записывается через Планковскую массу $G = 1/m_{Pl}^2$, $m_{Pl} \approx 10^{19}$ ГэВ, электрический заряд безразмерен, заряд электрона выражается через постоянную тонкой структуры $\alpha = 1/137$ как $e^2 = 4\pi\alpha$. Магнитное поле тоже удобно сделать безразмерным, отнормировав на критическое (Швингеровское) значение $b = B/B_{cr}$, где $B_{cr} = m_e^2/e \approx 4.41 \times 10^{13}$ Гс ($m_e \approx 511$ кэВ — масса покоя электрона). Тогда удельный заряд Уолда ЧД есть

$$\tilde{q}_w = \frac{a^*b}{\sqrt{4\pi\alpha}} \left(\frac{m_e}{m_{Pl}} \right)^2 \left(\frac{M_{BH}}{m_{Pl}} \right) \approx \quad (1)$$

$$\approx 10^{-6} a^*b \left(\frac{M_{BH}}{M_\odot} \right).$$

Эта формула выписана для однородного магнитного поля. Заметим, что для дипольного поля НЗ $b(R) = b_s(R_{NS}/R)^3$, где b_s — поле на поверхности, из (1) следует, что на приливном радиусе $R_t \sim R_{NS}q^{1/3}$ удельный заряд Уолда не зависит от массы ЧД: $\tilde{q}_w \sim 10^{-6} a^*b_s (M_{NS}/M_\odot)$.

Для электрического дипольного и магнитодипольного излучения, связанного с орбитальным движением заряженной ЧД перед слиянием, мощность ЭМ излучения пропорциональна квадрату магнитного поля НЗ b и квадрату спина ЧД, $\sim a^{*2}b^2$. В случае магнито-дипольного излучения самой вращающейся заряженной ЧД, приобретающей заряд Уолда на стадии сближения заряженной НЗ с ЧД до слияния — квадрату собственного магнитного момента $\mu_W^2 \sim a^{*4}b^2$ (Даи, 2019). Поэтому заряд

Уолда может быть важен только для быстровращающихся ЧД с $a^* \gtrsim 0.5$. Число таких систем до слияния крайне мало (см. пунктирную кривую на рис. 3).

Если НЗ поглощается ЧД без разрушения, то максимальный заряд Уолда можно оценить по магнитному полю на Шварцшильдовском радиусе ЧД $R \sim R_g = 2GM_{BH}/c^2$ перед слиянием: $\tilde{q}_{W,max} \sim 3 \times 10^{-5} a^*b_s (R_{NS}/10 \text{ км})^3 (M_{BH}/M_\odot)^{-2}$. В этом случае максимальный собственный магнитный дипольный момент заряженной ЧД будет определяться только спином ЧД a^* , магнитным полем b_s и радиусом НЗ:

$$\mu_{W,max} = \frac{J_{BH}Q_{W,max}}{M_{BH}c} \approx \quad (2)$$

$$\approx 5 \times 10^{30} a^{*2}b_s \left(\frac{R_{NS}}{10 \text{ км}} \right)^3.$$

Максимальное энерговыделение от заряженной вращающейся одиночной ЧД с магнитным моментом $\mu_{W,max}$ можно оценить по магнитодипольной формуле $L_{W,max} \sim \mu_{W,max}^2 \Omega_H^4$, где $\Omega_H^f \sim (a_f^*/2)(c^3/GM_{BH}^f)$ — угловая скорость вращения горизонта ЧД с массой M_{BH}^f после слияния. Подставляя $\mu_{W,max}$ из (2), находим

$$L_{W,max} \sim \quad (3)$$

$$\sim 10^{42} [\text{эрг/с}] a^{*4} b_s^2 a_f^{*4} \frac{(R_{NS}/10 \text{ км})^6}{(M_{BH}^f/10 M_\odot)^4}.$$

Эта оценка сопоставима по величине с оценками возможного ЭМ энерговыделения от заряженных ЧД на стадии до слияния (inspiraling) (Жанг, 2019; Даи, 2019). Учитывая относительную малость спинов ЧД до слияния ($a^* \sim 0.2$, пунктирная кривая на рис. 3) и после слияния ($a_f^* \sim 0.6$, сплошная кривая на рис. 3), а также малый (плохо известный) коэффициент конверсии потока Пойнтинга в ЭМ излучение, сколь-нибудь астрофизически интересное ЭМ энерговыделение в этом процессе может быть только для быстровращающихся маломассивных ЧД в паре с сильнозамагниченными нейтронными звездами с $b_s \sim 1$, число которых крайне мало.

Конверсия гравитационных волн в релятивистской плазме в магнитном поле

На последних стадиях перед слиянием двойных замагниченных НЗ + ЧД в системе возникают условия для дополнительного появления ЭМ излучения из-за когерентной конверсии гравитационных волн в электромагнитные в магнитном поле. Для вакуума этот механизм впервые был рассмотрен в работе Герценштейна (1962). При наличии

окружающей плазмы эффект в космологических приложениях рассматривался в работе (Долгов и Эйлли, 2012), а для случая конверсии в нерелятивистской плазме с магнитным полем вокруг астрофизических источников ГВ — сливающихся двойных НЗ и ЧД — в работе (Долгов и Постнов, 2017). В последней работе подчеркивалось, что так как плазменная частота в межзвездной среде с плотностью $n_e \sim 1 \text{ см}^{-3}$, $\Omega_e = 60\sqrt{n_e}$ кГц, много больше частоты ГВ от сливающихся двойных систем (100–200 Гц), то конверсия ГВ в ЭМ в плазме носит диссипационный характер и определяется мнимой частью диэлектрической проницаемости. Было показано, что амплитуда затухающей ЭМ волны A_j связана с амплитудой ГВ h_j , распространяющейся с частотой ω перпендикулярно внешнему магнитному полю B , соотношением (в естественных единицах $\hbar = c = k_B = 1$)

$$A_j \approx \frac{\kappa b \omega a_e h_j}{\Omega_e}, \quad (4)$$

где $a_e = \sqrt{\frac{T_e}{e^2 n_e}}$ — дебаевский радиус электронов, T_e — электронная температура, $\kappa^2 = 16\pi/m_{Pl}^2$ — константа связи. Доля энергии, выделяющейся в ГВ, диссипирующая в тепловую энергию плазмы,

$$K_{nr} = \left(\frac{\kappa B \omega a_e}{\Omega_e} \right)^2 \approx \approx 10^{-46} \left(\frac{\omega}{\Omega_e} \right)^2 \left(\frac{a_e}{1 \text{ см}} \right)^2 \left(\frac{B}{1 \text{ Гс}} \right)^2 \quad (5)$$

крайне мала и интересна только для сверхсильных магнитных полей. Не исключено, что часть этой энергии может быть переработана в высокочастотное радиоизлучение (Марклунд и др., 2000).

При слиянии замагниченных НЗ с ЧД магнитосфера НЗ с магнитным полем B_{NS} , вращающейся с частотой $\omega_{NS} = 2\pi/P_{NS}$, заполнена ультрарелятивистской плазмой с плотностью не менее, чем плотность заряда Голдрайха-Джулиана $n_{GJ} = (\omega_{NS} B_{NS}) / (2\pi e)$. Для радиопульсаров $n_e = \lambda n_{GJ}$, где $\lambda \sim 10^4 - 10^5$ — коэффициент множественности пар, рождающихся вблизи поверхности НЗ (Бескин, 2018). В релятивистской столкновительной плазме с плазменной частотой $\Omega_{rel}^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{3T_e}$, $T_e \sim \gamma m_e$ (γ — Лоренц-фактор электронов) можно получить (Постнов и Симкин, 2019, J. Phys. Conf. Ser., в печати)

$$A_j \approx \frac{\kappa b \omega}{\Omega_{rel}^2} h_j \sim \frac{\kappa b \omega}{(n_e / \gamma m_e)}. \quad (6)$$

Если плазма течет по открытым силовым линиям (как в пульсаре), то для дипольного поля

$B(R) \sim B_s (R_{NS}/R)^3$. В магнитной трубке поток поля сохраняется, $\Phi = B(R)S(R) = \text{const}$, тогда с учетом уравнения неразрывности $n_e B(R)S(R) = \text{const}$ получаем, что для ультрарелятивистской столкновительной плазмы с $T_e \sim \gamma m_e$ коэффициент конверсии не зависит от магнитного поля НЗ, а определяется только лоренц-фактором лептонов, периодом вращения НЗ и множественностью пар по отношению к плотности Голдрайха-Джулиана λ :

$$K_{rel} = \left(\frac{\kappa b \omega}{\Omega_{rel}^2} \right)^2 \approx 10^{-35} \left(\frac{\omega}{100 \text{ рад с}^{-1}} \right)^2 \times \left(\frac{P_{NS}}{1 \text{ с}} \right)^2 \left(\frac{\lambda}{10^5} \right)^{-2} \left(\frac{\gamma}{10^5} \right)^2. \quad (7)$$

Очевидно, эффект слаб для плотностей релятивистской пульсарной плазмы с $\lambda \sim 10^4 - 10^5$. Однако плотность релятивистской плазмы вблизи сливающейся НЗ + ЧД неизвестна, поэтому плотность n_{GJ} может служить только ориентировочной нижней оценкой. Тогда верхняя граница эффективности конверсии ГВ в ЭМ в релятивистской плазме вокруг сливающейся системы НЗ + ЧД будет $K_{rel} \lesssim 10^{-25} (P_{NS}/1 \text{ с})^2 (\gamma/10^5)^2 (n_e/n_{GJ})^{-2}$, т.е. для энергии ГВ-импульса при слиянии порядка $M_\odot c^2 \sim 2 \times 10^{54}$ эрг до $\sim 10^{38}$ эрг дополнительно может перерабатываться в тепловую энергию плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы проанализировали различные физические механизмы, которые могут приводить к появлению ЭМ-импульса, сопутствующего слиянию двойных нейтронных звезд с магнитным полем с черными дырами. На момент написания данной работы (середина октября 2019 г.) детекторами LIGO/Virgo зарегистрировано несколько таких систем, однако ЭМ излучение от них пока не обнаружено. На основании серии расчетов методом популяционного синтеза (Постнов и Куранов, 2019; Постнов и др., 2019) построены распределения удельного объемного темпа слияния систем НЗ + ЧД и ожидаемого числа детектирования таких систем в текущих наблюдениях LIGO/Virgo O3 с учетом эволюции металличности звезд и темпа звездообразования во Вселенной (рис. 1).

Полученные распределения сливающихся НЗ + ЧД по отношению масс компонент $q = M_{BH}/M_{NS} > 1$, магнитным полям $b_s = B_{NS}/B_{cr}$, $B_{cr} = 4.14 \times 10^{13}$ Гс, и периодам вращения НЗ, а также по моменту импульса (безразмерному спину $a^* = J_{BH}/(GM_{BH}^2/c)$) ЧД

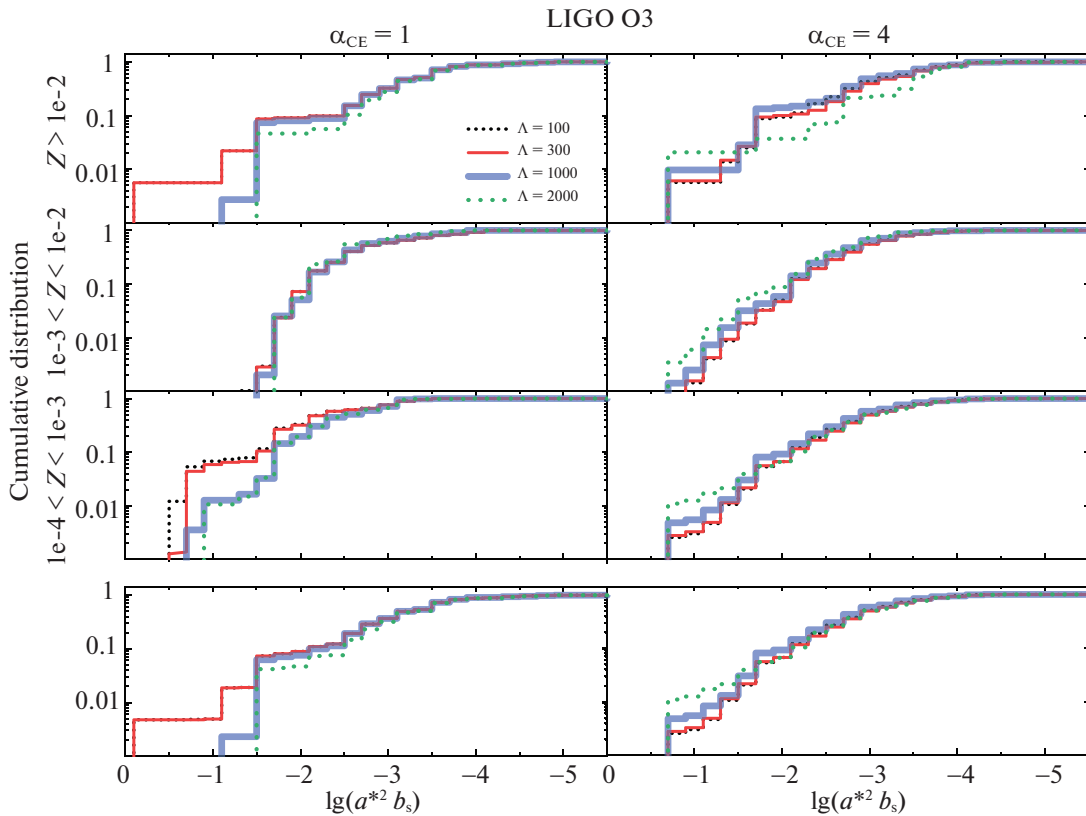


Рис. 6. То же, что на рис. 4, но для комбинации спина ЧД до слияния и магнитного поля НЗ $a^* b_s$, определяющей максимальный собственный магнитный дипольный момент заряженной по Уолду ЧД $\mu_{W,max}$ (уравнение (2)).

до слияния были использованы для оценок масс остаточных дисков вокруг ЧД после слияния M_d (рис. 4) и спинов ЧД после слияния a_f^* (рис. 3). Оценки массы остаточных барионных дисков, массы и спины ЧД после слияния делались на основании интерполяции релятивистских численных расчетов Заппа и др. (2019); Хименес-Фортеза и др. (2017) с учетом уравнения состояния НЗ, которое задавалось безразмерным параметром приливной деформации Λ . В предположении, что магнитное поле в остаточном диске вокруг вращающейся ЧД динамически сбалансировано, сделана оценка кинетической энергии релятивистского джета, запускаемого механизмом Блэндфорда–Знаека (рис. 5), которая сильно зависит от параметра приливной деформации НЗ Λ .

Отдельно изучались слияния НЗ + ЧД с большим отношением масс q , происходящие без приливного разрушения НЗ. Для таких систем построены распределения максимально возможного дипольного магнитного момента ЧД до слияния $\mu_{W,max}$, приобретаемого из-за заряда Уолда ЧД (Уолд, 1974; Левин и др., 2018) (рис. 6), и соответствующей максимальной ЭМ магнито-дипольной

светимости такой заряженной ЧД $L_{W,max}$ (рис. 7). Даже для самых оптимальных параметров полученные оценки ЭМ светимости от заряженной по Уолду ЧД в сливающихся двойных НЗ + ЧД оказываются существенно меньше, чем ожидалось от систем с меньшим отношением масс, где возможно образование остаточных дисков и релятивистских джетов.

Дополнительно рассмотрена конверсия гравитационных волн в магнитном поле с релятивистской плазмой, которая может окружать систему НЗ + ЧД на стадии до слияния. Показано, что этот механизм даже при самых благоприятных условиях (большой лоренц-фактор лептонов $\gamma \sim 10^5$ и низкая плотность плазмы порядка Голдрайховской) конвертирует не более $\sim 10^{38} - 10^{39}$ эрг в дополнительный нагрев плазмы.

Общий вывод работы — заметные ЭМ явления от сливающихся НЗ + ЧД можно ожидать от малой части слияний, в которых происходит приливное разрушение НЗ и образуется остаточный диск вокруг вращающейся ЧД. Доля таких событий зависит от отношения масс q и уравнения состояния НЗ. При ожидаемом темпе слия-

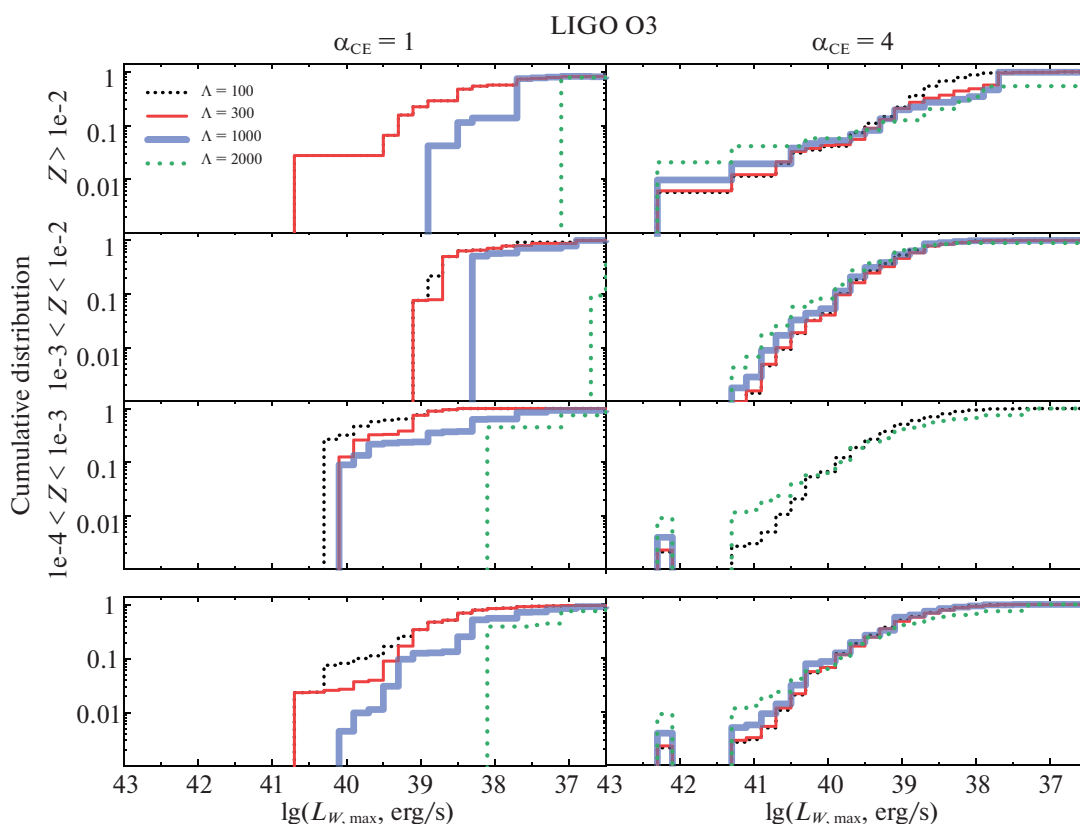


Рис. 7. То же, что на рис. 4, но для максимального энерговыделения от заряженной вращающейся ЧД после слияния $L_{W,\max}$ (уравнение (3)).

ний в несколько событий в год в текущих ГВ-наблюдениях LIGO/Virgo O3 шансы увидеть слабый ЭМ сигнал невелики. Более экзотические физические механизмы (электрически заряд Уолда вращающихся ЧД или фундаментальная конверсия гравитационных волн в электромагнитные в окружающей сливающейся НЗ + ЧД замагниченной плазме) гораздо менее эффективны. На современном уровне чувствительности детекторов ЭМ явления от сливающихся систем типа НЗ + ЧД в разных диапазонах можно ожидать только от ближайших событий (на расстояниях в десятки Мпк). Обнаружение ЭМ двойника от НЗ + ЧД может потенциально дать физически богатую информацию об уравнении состояния и магнитном поле нейтронных звезд.

Работа К.А. Постнова поддержана грантом РНФ 19-12-00229. Работа А.Г. Куранова выполнена при поддержке Научной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, LIGO Scientific Collaboration, and Virgo Collaboration), *Phys. Rev. X* **9**(1), 011001 (2019).
2. Аббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **116**(24), 241103 (2016a).
3. Аббот и др. (B.P. Abbott, R. Abbott, T.D. Abbott, et al.), *Phys. Rev. Lett.* **116**(6), 061102 (2016b).
4. Барбиери и др. (C. Barbieri, O.S. Salafia, A. Perego, M. Colpi, and G. Ghirlanda), arXiv e-prints, arXiv:1908.08822 (2019).
5. Бескин В.С., *Успехи физ. наук* **61**(4), 353 (2018).
6. Блэндфорд, Знаек (R.D. Blandford and R.L. Znajek), *MNRAS* **179**, 433 (1977).
7. Герценштейн (M. Gertsenshtein), *Sov. Phys. JETP* **14**, 84 (1962).
8. Гилл и др. (R. Gill, A. Nathanail, and L. Rezzolla), *Astrophys. J.* **876**(2), 139 (2019).
9. Даи (Z.G. Dai), *Astrophys. J. Lett.* **873**(2), L13 (2019).
10. Дамур и др. (T. Damour, A. Nagar, and L. Villain), *Phys. Rev. D* **85**, 123007 (2012).
11. Долгов, Постнов (A. Dolgov and K. Postnov), *J. of Cosmology and Astroparticle Phys.* **2017**(9), 018 (2017).

12. Долгов, Эйлли (A.D. Dolgov and D. Ejlli), *J. of Cosmology and Astroparticle Phys.* **2012(12)**, 003 (2012).
13. Жанг (B. Zhang), *Astrophys. J. Lett.* **827(2)**, L31 (2016).
14. Жанг (B. Zhang), *Astrophys. J. Lett.* **873(2)**, L9 (2019).
15. Жонг и др. (S.-Q. Zhong, Z.-G. Dai, and C.-M. Deng), arXiv e-prints, arXiv:1909.00494 (2019).
16. Заппа и др. (F. Zappa, S. Bernuzzi, F. Pannarale, M. Mapelli, and N. Giacobbo), *Phys. Rev. Letters* **123(4)**, 041102 (2019).
17. Кавагучи и др. (K. Kawaguchi, K. Kyutoku, M. Shibata, and M. Tanaka), *Astrophys. J.* **825(1)**, 52 (2016).
18. Кютоку и др. (K. Kyutoku, K. Ioka, H. Okawa, M. Shibata, and K. Taniguchi), *Phys. Rev. D* **92(4)**, 044028 (2015).
19. Левин и др. (J. Levin, D.J. D’Orazio, and S. Garcia-Saenz), *Phys. Rev. D* **98(12)**, 123002 (2018).
20. LIGO/Virgo Коллаборация (LIGO/Virgo Scientific Collaboration), ArXiv e-prints (2018).
21. LIGO Коллаборация и др. (The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, J. Abadie, et al., arXiv e-prints, arXiv:1003.2481 (2010).
22. LIGO Коллаборация и др. (The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, and e. a. Abbott), arXiv e-prints, arXiv:1908.01012 (2019).
23. Липунов и др. (V.M. Lipunov, K.A. Postnov, M.E. Prokhorov, and E.Y. Osminkin), *Astrophys. J.* **423**, L121 (1994).
24. Марклунд и др. (M. Marklund, G. Brodin, and P.K.S. Dunsby), *Astrophys. J.* **536(2)**, 875 (2000).
25. Метцгер (B.D. Metzger), arXiv e-prints, arXiv:1910.01617 (2019).
26. Накар (E. Nakar), *Phys. Rep.* **442(1-6)**, 166 (2007).
27. Нелеманс, Таут (G. Nelemans and C.A. Tout), *MNRAS* **356(2)**, 753 (2005).
28. Пиро и др. (L. Piro, E. Troja, B. Zhang, et al.), *MNRAS* **483(2)**, 1912 (2019).
29. Попов и др. (S.B. Popov, K.A. Postnov, and M.S. Pshirkov), *Physics Uspekhi* **61(10)**, 965 (2018).
30. Постнов и др. (K. Postnov, A. Kuranov, and N. Mitichkin), arXiv e-prints, arXiv:1907.04218 (2019).
31. Постнов, Куранов (K.A. Postnov and A.G. Kuranov), *MNRAS* **483(3)**, 3288 (2019).
32. Постнов и др. (K.A. Postnov, A.G. Kuranov, D.A. Kolesnikov, S.B. Popov, and N.K. Porayko), *MNRAS* **463**, 1642 (2016).
33. Постнов, Юнгельсон (K.A. Postnov and L.R. Yungelson), *Liv. Rev. Relativ.* **17**, 3 (2014).
34. Пфаль и др. (E. Pfahl, P. Podsiadlowski, and S. Rappaport), *Astrophys. J.* **628(1)**, 343 (2005).
35. Содерберг и др. (A.M. Soderberg, S.R. Kulkarni, E. Nakar, et al.), *Nature* **442(7106)**, 1014 (2006).
36. Уолд (R.M. Wald), *Phys. Rev. D* **10(6)**, 1680 (1974).
37. Фонг и др. (W. Fong, E. Berger, R. Margutti, and B.A. Zauderer), *Astrophys. J.* **815(2)**, 102 (2015).
38. Хименес-Фортеза и др. (X. Jiménez-Forteza, D. Keitel, S. Husa, et al.), *Phys. Rev. D* **95(6)**, 064024 (2017).
39. Чеховской и др. (A. Tchekhovskoy, R. Narayan, and J.C. McKinney), *Astrophys. J.* **711(1)**, 50 (2010).
40. Чжанг и др. (J.-L. Jiang, S.-P. Tang, D.-S. Shao, et al.), arXiv e-prints, arXiv:1909.06944 (2019).
41. Шибата, Хотокезака (M. Shibata and K. Hotokezaka), *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **69(1)**, annurev (2019).
42. Шибата, Танигучи (M. Shibata and K. Taniguchi), *Liv. Rev. Relativ.* **14(1)**, 6 (2011).
43. Юнгельсон и др. (L.R. Yungelson, A.G. Kuranov, and K.A. Postnov), *MNRAS* **485(1)**, 851 (2019).